加速原理及其应用

朱雄伟
中国科学院高能物理研究所

Abstract

由Lienard-Wiechert势出发，定义了近场加速与远场加速的概念，结合麦克斯韦方程给出了普遍的加速定理。由普遍的加速定理可以演化出各种加速方法。近场加速可近似看作为常规的射频直线加速器，近场加速中有各种慢波加速结构，分行波和驻波两大类，高频腔是最基本的加速结构，它的原型是圆柱谐振腔(pillbox)，而慢波加速结构可等效为相互耦合的谐振腔链。慢波加速结构的基本特性可由电磁场的解析求解和数值求解而获得。我们用场分析方法、等效电路的方法给出了行波加速结构和驻波加速结构的统一的色散关系。我们侧重于直线加速器，因为带电粒子的加速是在加速结构中完成，磁铁用于带电粒子束的储存。所以讨论了直线加速器中的带电粒子的粒子动力学。将直线加速器中的纵向运动和横向运动化为了两个标准映射，可用于粒子动力学的非线性分析。对于远场加速，主要有逆自由电子激光加速、逆切伦柯夫加速、回旋自共振加速等，这些加速方案适用于低能情形。在存在其他电荷下，有等离子体尾场加速器，它是未来加速器最有力的候选方案。目前等离子体尾场加速器主要集中于激光等离子体尾场加速器研究，激光等离子体尾场加速器研究集中于非线性空泡模型的研究，空泡模型可以获得高品质的单能电子束。加速器的应用主要在粒子物理、核物理，粒子物理、核物理的发展是加速器发展的主要推动力，加速器同时应用于同步辐射光源、自由电子激光、散裂中子源、洁净核能源，所以加速器在科学研究的诸多方面都存在应用。

Keywords: 加速原理，带电粒子，电磁场，加速器应用

1 引言

人类探索宇宙奥秘的征程是永不停息的，探索自然界的奥秘是科学家们不懈的努力。粒子加速器的诞生是科学实践活动的一个结果。粒子加速器是一门运用电磁场加速器带电粒子的学科。电磁场的起源是带电粒子。在电动力学中，关于运动的带电粒子产生的电磁场，有著名的Lienard-Wiechert势

$$\overrightarrow{E}(x,t) = e\frac{\hat{n}-\overrightarrow{\beta}}{\gamma^2(1-\overrightarrow{\beta}\cdot\hat{n})^3R^2} + \frac{e}{c}\frac{\hat{n}_x(\hat{n}-\overrightarrow{\beta})\times\overrightarrow{\beta}}{(1-\overrightarrow{\beta}\cdot\hat{n})^3R}, \tag{1}$$

从上式来看，运动电荷产生的电磁场可分为近场与远场。上式中的第一项正比于R^{-2}，所以是近场，在远处就衰减了，而第二项正比于R^{-1}, 是远场，它是辐射场，传播场。

当然，我们不会用单个带电粒子产生的电磁场。一般来说，电磁现象满足麦克斯韦方程组

$$\bigtriangledown \times \overrightarrow{E}(t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial \overrightarrow{B}}{\partial t}, \tag{2}$$

$$\bigtriangledown \cdot \overrightarrow{E}(t) = 4\pi\rho, \tag{3}$$

$$\bigtriangledown \overrightarrow{B}(t) = \mu\epsilon\frac{\partial \overrightarrow{E}}{\partial t}, \tag{4}$$

$$\bigtriangledown \cdot \overrightarrow{B}(t) = 0. \tag{5}$$

对电场、磁场进行傅里叶变换，有

$$\overrightarrow{E}(t) = \int \overrightarrow{E} exp(-i\omega t)d\omega, \tag{6}$$

$$\overrightarrow{B}(t) = \int \overrightarrow{B} exp(-i\omega t)d\omega. \tag{7}$$

在频域中，定义$\overrightarrow{E} = \overrightarrow{E}(\omega), \overrightarrow{B} = \overrightarrow{B}(\omega)$, 则无源区麦克斯韦方程为

$$\bigtriangledown \times \overrightarrow{E} = i\omega\overrightarrow{B}, \tag{8}$$

$$\bigtriangledown \cdot \overrightarrow{E} = 0, \tag{9}$$

$$\bigtriangledown \times \overrightarrow{B} = i\omega\mu\epsilon\overrightarrow{E}, \tag{10}$$

$$\bigtriangledown \cdot \overrightarrow{B} = 0. \tag{11}$$

由向量代数，

$$\bigtriangledown^2\overrightarrow{E} = \bigtriangledown \cdot (\bigtriangledown \cdot \overrightarrow{E}) - \bigtriangledown \times (\bigtriangledown \times \overrightarrow{E}), \tag{12}$$

可得波动方程

$$\bigtriangledown^2\overrightarrow{E} + \mu\epsilon\omega^2\overrightarrow{E} = 0, \tag{13}$$

$$\bigtriangledown^2\overrightarrow{B} + \mu\epsilon\omega^2\overrightarrow{B} = 0. \tag{14}$$

假定麦克斯韦方程有平面波解

$$\overrightarrow{E} = E_0 exp(i(\overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{r} - i\omega t)), \tag{15}$$

$$\overrightarrow{B} = B_0 exp(i(\overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{r} - i\omega t)). \tag{16}$$

式中$\overrightarrow{k}$为波矢量，那么麦克斯韦方程的平面波解$\overrightarrow{E}, \overrightarrow{B}, \overrightarrow{k}$满足以下关系

$$\overrightarrow{E} \cdot \overrightarrow{k} = 0 \tag{17}$$

$$\overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{k} = 0 \tag{18}$$

$$\overrightarrow{B} = \frac{\overrightarrow{k}}{\omega} \times \overrightarrow{E}, \tag{19}$$

$$B = \frac{E}{c}. \tag{20}$$

平面波解的示意图如下

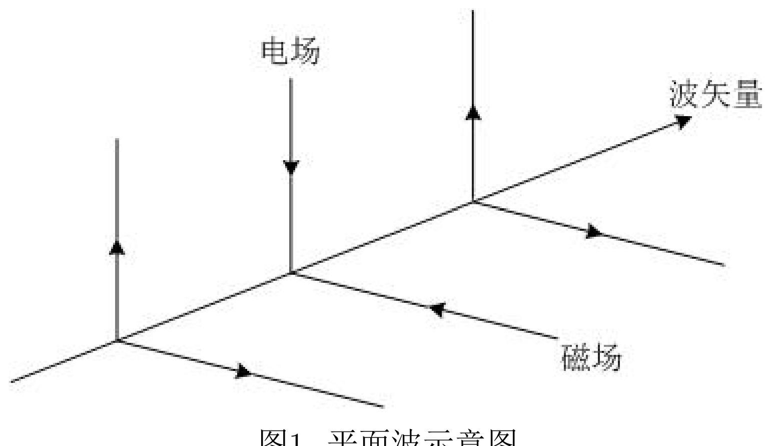


图1. 平面波示意图

$\overrightarrow{k}$为实矢，那么以上平面波可以顺着波矢的方向传播，是远场。如果波矢为复数，平面波出现衰减解，存在于近处，是近场。我们在远场情况下讨论普遍的加速定理：Palmer定理。

- Palmer定理：

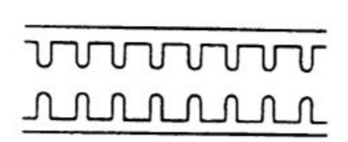
考虑一个带电粒子在电磁场中运动($v = \beta c$)，而电磁场由麦克斯韦方程所描述，如果

1. 忽略运动电荷的辐射，$P_{rad} \approx 0$。
2. 带电粒子以近光速运动，$\beta \approx 1$。
3. 带电粒子运动区域没有其他自由电荷，$q = 0$。
4. 带电粒子以近似直线运动，没有其他的静电场、静磁场$E_{static} = 0, B_{static} = 0$。
5. 带电粒子运动介质没有折射率，$N = 1$。
6. 带电粒子在远场区域运动，远离其他场源，$r/\lambda \gg 1$。

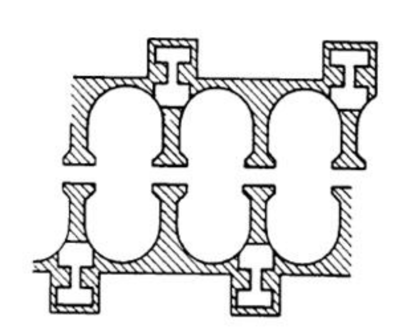
那么粒子没有获得加速。这就是普遍的加速定理。由以上普遍的加速定理，可以演化出各种加速方法以及相应的加速器。带电粒子的加速大致可分为近场加速和远场加速两大类，近场加速基本可看作常规的射频直线加速器，也就是我们常用的加速器。远场加速主要有逆自由电子激光加速和逆切伦柯夫加速等，目前仍然处于实验室研究状态。带电粒子运动区域有其他自由电荷的情形是基于等离子体的加速器，激光等离子体加速器近二十年取得了很大的进展，不过和远场加速一样离实际应用还很遥远。

2 近场加速

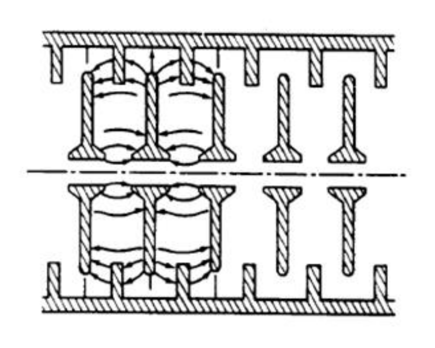
带电粒子的加速依赖于电磁场，带电粒子在电磁场中感受到洛仑兹$F=q(E+V\times B)$。因此带电粒子能量的改变为$\frac{dW}{dt}=qE\cdot V$，所以带电粒子与电场有能量交换，而与磁场没有能量交换。由麦克斯韦方程可知, 加速器最终运用电场来直接加速带电粒子，静电场与射频电场都能用来加速带电粒子，这对应于静电加速器与射频加速器。静电加速器属于早期的加速器，而现代加速器基本属于射频加速器，我们只讨论射频加速器。电磁场满足基本的麦克斯韦方程。各种加速结构中电磁场属于闭合场理论。目前常用或研究的加速结构有金属结构、介质结构、等离子体腔体。电磁波的一个主要特性是它的色散关系，电磁波的色散关系是它的频率和波数之间的函数关系$f(\omega,k)=0$，电磁波的相速$v_p=\frac{\omega}{k}$，群速$v_g=\frac{d\omega}{dk}$。相速大于光速的电磁波属于快波，而相速小于光速的电磁波属于慢波。加速结构中电磁波的色散关系属于慢波系统的色散关系。



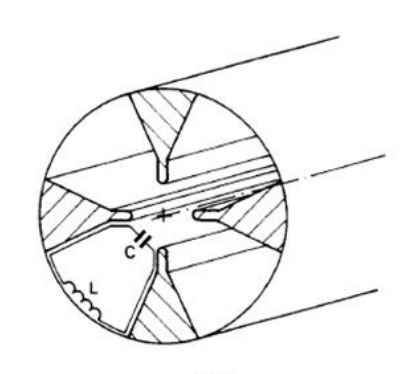
盘荷波导



边耦合结构



Disk and Washer 结构



RFQ 结构

图2. 几种加速结构示意图

近场加速器可近似看作常规的射频直线加速器，或者说近场加速器基本就是常规的射频直线加速器。在射频直线加速结构中，电磁场局限在加速结构腔体内部，其电磁场通过传输波导耦合到加速结构中来，而腔体壁主要是金属材料。射频直线加速器最主要的部件是加速结构。加速结构是加速器的核心部分，加速结构完成带电粒子的加速，从而带电粒子的能量获得提高。加速结构大致可分为盘荷波导结构、边耦合驻波结构、轴耦合驻波结构、Wideroe结构、Alvarez结构、RFQ结构。

电磁波的一个主要特性是它的色散关系，电磁波的色散关系是它的频率和波数之间的函数关系$f(\omega,k)$，电磁波的相速$v_p=\frac{\omega}{k}$，群速$v_g=\frac{d\omega}{dk}$。相速大于光速的电磁波属于快波，而相速小于光速的电磁波属于慢波。慢波加速属于近场加速，而快波属于传播波、辐射波，所以快波加速属于远场加速，例如逆自由电子激光加速、逆切伦柯夫加速等。

2.1 慢波加速结构中的电磁场

2.1.1 加速间隙或高频间隙

我们先讨论理想情况下的加速间隙，也叫高频间隙。加速间隙可以看作为谐振腔的理想简化。

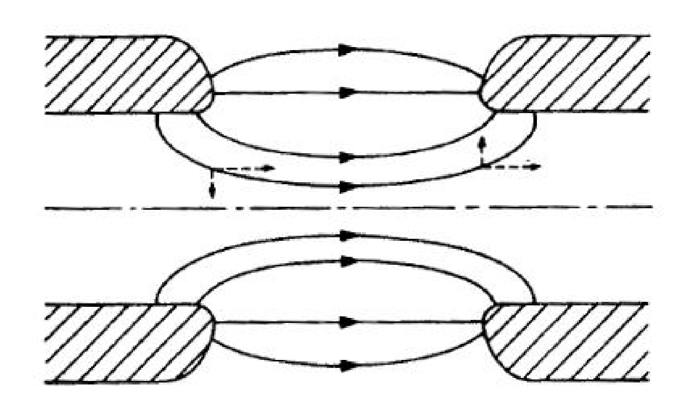


图3. 典型的高频间隙

如上图，假定高频间隙宽度g, 高频电压$Vcos\omega t$, 那么高频电场为

$$E_z=\frac{V}{g}cos\omega t. \tag{21}$$

如果带电粒子的速度为v, 那么粒子通过高频间隙时获得的能量增益为

$$\triangle E = \int_{-g/2}^{g/2} \frac{eV}{g} cos\omega \frac{z}{v} dz \tag{22}$$

$$= eV \frac{sin\theta/2}{\theta/2} = eVT, \tag{23}$$

式中$\theta = \omega \frac{g}{v}$为渡越角，$T = \frac{sin\theta/2}{\theta/2}$为渡越因子。渡越因子反应了加速效率，一般为了提高加速效率，可降低间隙长度g, 但间隙过短会引起打火，通常渡越因子值约在0.8附近。

加速间隙是加速谐振腔的简化，我们引入分路阻抗R_s 的概念

$$R_s = \frac{V^2}{P_d}, \tag{24}$$

P_d是消耗在高频间隙或谐振腔中功率。每单位长度分路阻抗为$r = R_s/L$, L为间隙宽度。

2.1.2 柱形谐振腔(pillbox)

一般来说，加速结构都是轴对称结构，或者说是柱形结构，所以我们在柱形坐标系(r, θ, z)中讨论加速结构中的电磁场。对于一个柱形腔体，TM_{npq}模式的电磁场为

$$E_z = k_2^2 cosk_1 z J_n(k_2 r) cosn\theta, \tag{25}$$

$$E_r = -k_1 k_2 sink_1 z J_n'(k_2 r) cosn\theta, \tag{26}$$

$$E_\theta = \frac{nk_1}{r} sink_1 z J_n(k_2 r) sinn\theta, \tag{27}$$

$$H_z = 0, \tag{28}$$

$$H_r = -\frac{j}{Z_0} \frac{nk}{r} J_n(k_2 r) sinn\theta, \tag{29}$$

$$H_\theta = -\frac{j}{Z_0} k k_2 J_n'(k_2 r) cosn\theta. \tag{30}$$

上式中$Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$为自由空间的阻抗。下图为柱形谐振腔示意图

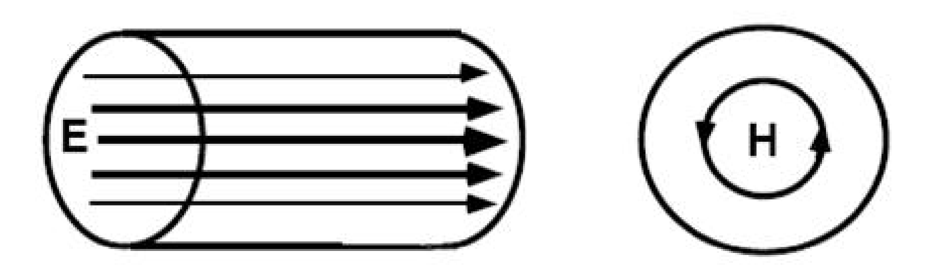


图4. 柱形谐振腔示意图

柱形谐振腔中的电磁场满足边界条件

$$E_r = E_\theta = 0, z = 0, z = L, \tag{31}$$

$$E_z = E_\theta = 0, r = a. \tag{32}$$

且式中

$$k_1 = \frac{q\pi}{L}, J_n(k_2 a) = 0, k_2 = \frac{\nu_{np}}{a}, \tag{33}$$

$$k^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = (\frac{q\pi}{L})^2 + (\frac{\nu_{np}}{a})^2. \tag{34}$$

其中，ν_{np} 是贝塞尔函数$J_n(x) = 0$ 的第p个根，λ是自由空间的波长。Pillbox 中最简单的模式是TM_{010}, 谐振腔中的电磁场为

$$E_z = J_0(kr), \tag{35}$$

$$H_\theta = -\frac{j}{Z_0} J_1(kr), \tag{36}$$

谐振频率由$\nu_{np} = 2.4$给出，$\lambda = \frac{2\pi a}{2.4} = 2.62a$. 柱形谐振腔可以等效为共振的$RLC$回路，其品质因子为

$$Q = \frac{L\omega_0}{R}, \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{37}$$

Q 的定义为($= 2\pi$腔体储能/单个周期损失能量)。谐振腔中的储能W_s为

$$W_s = \frac{\mu}{2}\int_v |H|^2 dv = \frac{\varepsilon}{2}\int_v |E|^2 dv. \tag{38}$$

谐振腔壁为金属壁，磁场在金属壁中引起壁电流，由壁电流引起的功率损耗为

$$P_d = \frac{1}{2}\int_s R_w H^2 ds. \tag{39}$$

R_w是单位面积的壁表面电阻，假定金属壁的趋肤深度δ, 那么有

$$R_w = \frac{1}{\sigma\delta}, \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma f}}. \tag{40}$$

从而单个周期内损耗的能量为

$$W_d = \frac{P_d}{f} = \frac{\pi\mu\delta}{2}\int_s |H|^2 ds. \tag{41}$$

从而品质因子Q为

$$Q = \frac{2}{\delta}\frac{\int_v H^2 dv}{\int_s H^2 ds}. \tag{42}$$

对于TM_{010} 模式，可以求得

$$Q = \frac{L}{\delta}\frac{a}{a+L} \propto \omega^{-1/2}. \tag{43}$$

Pillbox中的场为驻波结构，从Q的定义可得

$$P_d = \frac{\omega}{Q}W_s, \tag{44}$$

式中$\omega = 2\pi f$为角频。那么W_s满足以下方程

$$\frac{dW_s}{dt} = -\frac{\omega}{Q}W_s. \tag{45}$$

从以上微分方程可得谐振腔的建场时间t_f

$$t_f = \frac{2Q}{\omega}. \tag{46}$$

t_f即为驻波结构的填充时间。

2.1.3 周期性盘荷波导

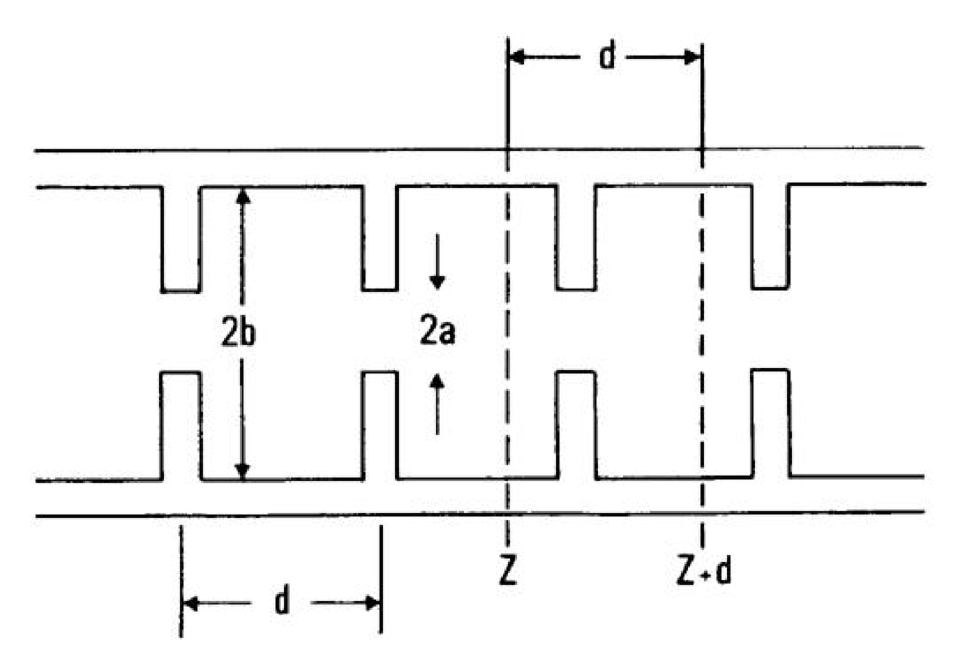


图5. 周期性盘荷波导示意图

上图为盘荷波导示意图，它可看作无限长周期性盘荷波导，属于周期性慢波结构。周期性慢波结构中的电磁场满足Floquet展开定理。无限长周期性盘荷波导中的电磁场可表达为

$$E(r,\theta,z) = E_1(r,\theta,z)e^{-\gamma z}, \tag{47}$$

$$H(r,\theta,z) = H_1(r,\theta,z)e^{-\gamma z}. \tag{48}$$

式中E_1, H_1 为周期函数，满足关系式$E_1(r,\theta,z+d) = E_1(r,\theta,z), H_1(r,\theta,z+d) = H_1(r,\theta,z)$。任何周期函数$E_1$可展开为

$$E_1(r,\theta,z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_{1n}(r,\theta)e^{-j2n\pi z/d}. \tag{49}$$

对于无损耗的理想的金属边界慢波结构，γ可假定为虚数$\gamma = j\beta_0$. 那么电场可表达为

$$E(r,\theta,z) = E_{1n}(r,\theta)e^{-j\beta_n z}, \beta_n = \beta_0 + 2n\pi/d. \tag{50}$$

β_0是基次空间谐波的传播因子。盘荷波导中的电磁场除了纵向周期性条件外，在横向须满足金属波导的边界条件。因为驻波可以分解为两个等幅相反方向传播的行波，所以我们讨论行波情形。对于盘荷波导中的基模TM_{01}, 其电磁场(行波场)为

$$E_z = E_0 J_0(k_c r)e^{-j\beta z}, \tag{51}$$

$$E_r = j\frac{\beta}{k_c}E_0 J_1(k_c r)e^{-j\beta z}, \tag{52}$$

$$H_\theta = j\frac{k}{Z_0 k_c}E_0 J_1(k_c r)e^{-j\beta z}. \tag{53}$$

β是行波解的传播因子，其满足以下色散关系

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \beta^2 + k_c^2, \tag{54}$$

式中k_c满足$k_c = 2.4/a, k_c = \frac{\omega_c}{c}$, ω_c为截止频率。基模的色散关系(ω,β)如下图(布里渊图）

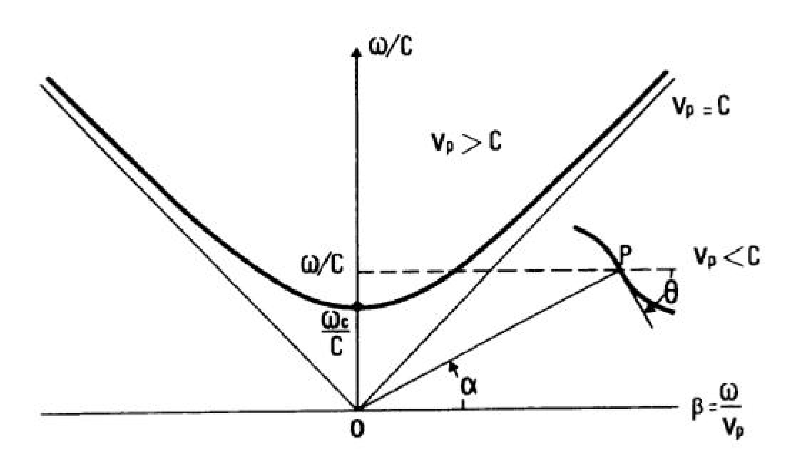


图6. 基模的色散关系图(布里渊图)

色散曲线为双曲线，$\omega = \beta c$ 直线为其渐进线，$v_p = \frac{\omega}{\beta}$为电磁波的相速。渐近线上方为快波区$v_p > c$, 下方为慢波区$v_p < c$. $v_g = \frac{d\omega}{d\beta}$为电磁波的群速，即为电磁波能流的速度。

考虑空间谐波，盘荷波导中的电磁场可展开如下

$$E_z = \sum_n E_{0n} J_0(k_{cn} r) e^{-j\beta_n z}, \tag{55}$$

$$E_r = j \sum_n \frac{\beta_n}{k_{cn}} E_{0n} J_1(k_{cn} r) e^{-j\beta_n z}, \tag{56}$$

$$H_\theta = \frac{j}{Z_0} \sum_n \frac{k}{k_{cn}} E_{0n} J_1(k_{cn} r) e^{-j\beta_n z}. \tag{57}$$

n 次空间谐波的色散关系为

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \beta_n^2 + k_{cn}^2. \tag{58}$$

n 次空间谐波的相速为

$$v_{pn} = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi n}{d}}. \tag{59}$$

n 次空间谐波的群速为

$$v_{gn} = \frac{d\omega}{d\beta_n} = \frac{d\omega}{d\beta} = v_g, \tag{60}$$

所有空间谐波的群速是一样的，相等的。下图为慢波系统的色散关系图

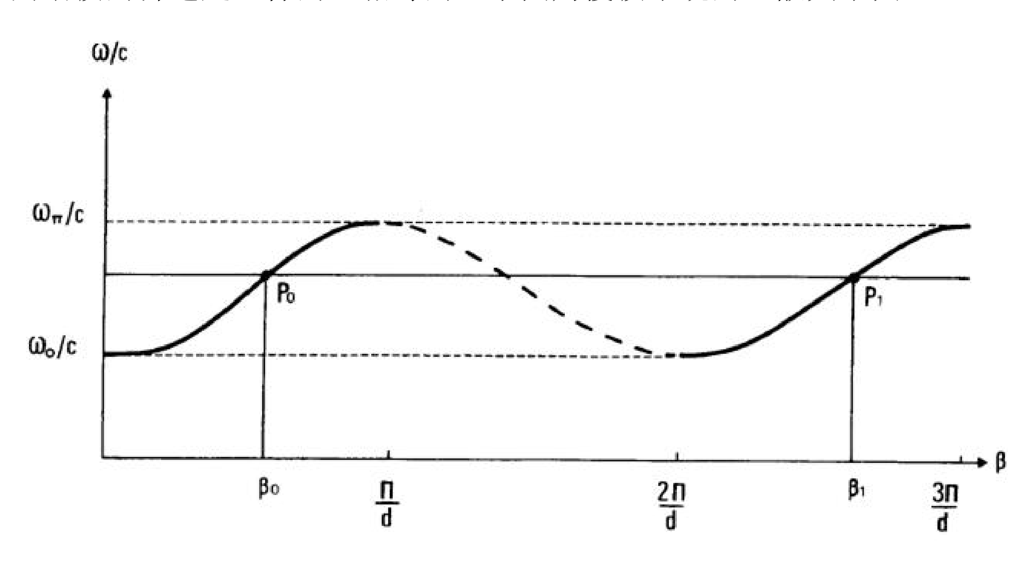


图7. 慢波系统的色散关系图(布里渊图)

慢波系统的色散关系可由基模色散关系周期性地平移而成。对于一个固定频率ω，有无穷多个传播常数β_n. 在色散关系图上有无穷多个工作点$P_0, ..., P_n, ...$, 分别对应各个空间谐波。在工作点上它们有相同的斜率，也就是说，各个空间谐波有相同的频率。斜率等于零的点对应驻波情形，其它点对应行波情形。从色散关系图可以看出，色散曲线的最低点、最高点斜率为零，是驻波工作点，在最低点、最高点之间，斜率不为零，斜率大于零为前向行波情形（曲线中的实线部分），斜率小于零为返波情形（曲线中

的虚线部分）。由于周期性，只考虑区间$\beta \subseteq [0, \pi/d]$, 它属于通常的加速结构中的行波解情形。相移$\beta d = 0, \pi$给出了布里渊图通带的最低频率$\omega_0$、最高频率$\omega_\pi$。那么加速结构工作模式的相移$\beta d \subseteq [0, \pi]$。例如常用的$\frac{\pi}{2}, \frac{2\pi}{3}$的加速结构。驻波加速结构的相移为0或者$\pi$。

加速结构可分为驻波加速结构与行波加速结构。加速结构中的电磁场是通过连接到加速结构上的耦合器耦合而来的，耦合器中的微波功率流来自功率源所产生的微波经过波导系统传输而来。驻波加速结构工作在π模，连接上耦合器之后，驻波加速结构的有载品质因子$Q_L = \frac{Q}{1+\beta}$, β 为耦合器的耦合系数。相应的驻波加速结构的建场时间为$t_f = \frac{2Q}{\omega(1+\beta)}$。

至于行波加速结构，可分为常阻抗加速结构和常梯度加速结构两类，例如SLAC的S-band 3米长行波加速结构。对于常阻抗加速结构，加速结构的各个腔体是不变的，也就是它的形状是不变的，所以它的能流速度-群速是不变的。结构中微波功率P满足方程

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\omega}{v_g Q} P, \tag{61}$$

式中v_g 为群速，ω为微波频率，它们是不变的。品质因子Q近似不变。所以功率和电场的解为

$$P = P_0 e^{-\frac{\omega}{v_g Q} z}, \tag{62}$$

$$E = E_0 e^{-\frac{\omega}{2 v_g Q} z}. \tag{63}$$

加速结构中电场强度E_0与结构输入功率之间的关系为

$$E_0^2 = P_0 \frac{\omega}{v_g} \frac{r}{Q}. \tag{64}$$

定义结构的衰减因子τ, 其满足

$$e^{-2\tau} = P(z = L)/P(z = 0), \tag{65}$$

那么

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{\omega L}{Q v_g} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{Q} t_f. \tag{66}$$

从而，加速结构的能量增益为

$$V = (P_0 r L)^{1/2} [(2\tau)^{1/2} (1 - e^{-\tau})/\tau]. \tag{67}$$

至于等梯度加速结构，结构中电场强度为常数，$E = constant$. 所以有$\frac{dP}{dz} = constant$. 功率P 可表达为

$$P = P_0 - (P_0 - P_L) z/L, \tag{68}$$

引入衰减常数τ, 则有

$$P = P_0(1 - (1 - e^{-2\tau})\frac{z}{L}), \tag{69}$$

$$v_g(z) = \frac{\omega L}{Q}\frac{(1 - (1 - e^{-2\tau})\frac{z}{L})}{1 - e^{-2\tau}}. \tag{70}$$

电场强度为

$$E = [\frac{P_0 r}{L}(1 - e^{-2\tau})]^{1/2}. \tag{71}$$

加速结构的能量增益为

$$V = [P_0 r L(1 - e^{-2\tau})]^{1/2}. \tag{72}$$

常阻抗加速结构的几何尺寸不变，电场最大值在输入耦合器处，最小值在输出耦合器处。而常梯度加速结构中，各个腔体的尺寸要调整变化，如腔体半径，耦合孔径等。常梯度加速结构有利于控制腔体打火，它能保证电场强度不变。而常阻抗在输入处更容易发生打火现象。但常梯度加速结构建造要难一些。有一种折中的办法是建造准常梯度加速结构。

2.1.4 周期性盘荷波导的色散关系

加速结构有行波和驻波两种加速结构，加速结构中电磁场的分析方法一般有解析和数值两种方法。解析分析仅限于一些简单结构，属于闭合场理论。随着计算机和数值计算技术的长足发展，各种电磁场模拟软件（Mafia, Superfish, CST, HFSS等）的相继出现，使得加速结构的模拟仿真研究成为常规，人们逐渐淡忘了电磁场的解析分析方法。

等效电路法是一种非常简便的关于加速结构的主要特性的求解方法，其基本思路是将电场分解为、磁场分解为这样的解形式，式中为波阻抗，从而非常简便的获得加速结构的色散关系。从物理直观上来说，是将加速结构分解为一系列相互耦合的谐振腔链。行波加速结构的等效电路图如图8。运用等效电路法，我们可以很简单的得到行波加速结构的一般的色散关系。

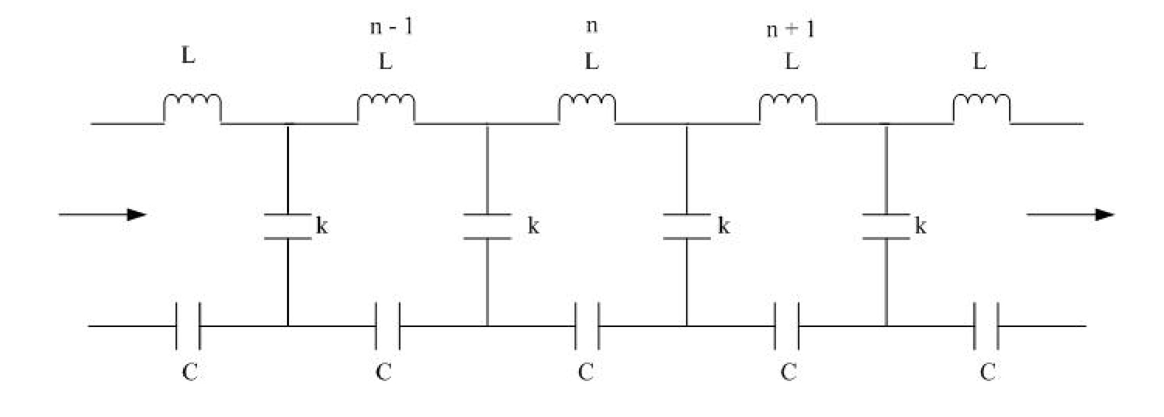


图8. 行波加速结构的等效电路图

$$\omega^2 = \omega_0^2(1 - \kappa cos\theta), \tag{73}$$

式中ω_0, θ为单腔的本征模频率、相移，κ为腔间耦合系数，耦合系数可粗略估算为

$$\kappa = \frac{8}{3} \cdot \frac{a}{L}, \tag{74}$$

a为束流孔径，L为腔长，加速结构的群速为

$$v_g = \frac{\omega_0 L}{2} \cdot \frac{\kappa sin\theta}{\sqrt{1 - \kappa cos\theta}}. \tag{75}$$

使用典型的SLAC加速结构参数，频率为$2856MHz$，耦合系数可估为0.15, 腔间耦合系数精确确定可以有试验完成，也可以由场解析法完成。加速结构可以工作在行波区，也可以工作在返波区，取决于工作点。在行波模式，相速度和群速度方向相同，而在返波模式，相速度和群速度方向相反。

对于驻波加速结构，同样运用等效电路法求解驻波加速结构的色散关系。驻波加速结构的等效电路图如下

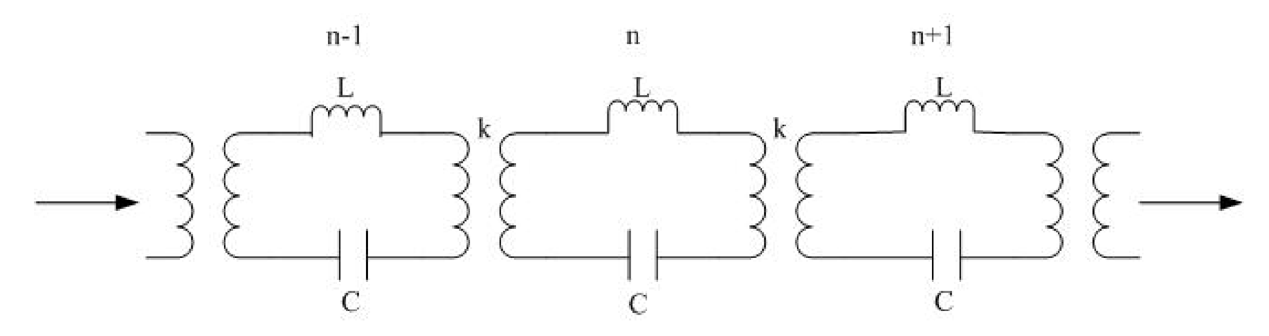


图9. 驻波加速结构的等效电路图

由以上等效电路图我们可以推导得驻波加速结构的色散关系为

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1 + \kappa cos\theta}. \tag{76}$$

在驻波加速结构中，频率与波数无关，所以驻波加速结构的群速为0。驻波加速结构的电磁场填充时间为腔体的建场时间。

因为κ为小量，所以驻波加速结构的色散关系也可近似为

$$\omega^2 \simeq \omega_0^2(1 - \kappa cos\theta). \tag{77}$$

我们讨论了加速结构的色散关系，尽管行波加速结构的色散关系和驻波加速结构的色散关系可以统一的表述为$\omega^2 = \omega_0^2(1 - \kappa cos\theta)$, 但是它们所表达的物理含义是不一样的。

2.1.5 RFQ 加速结构

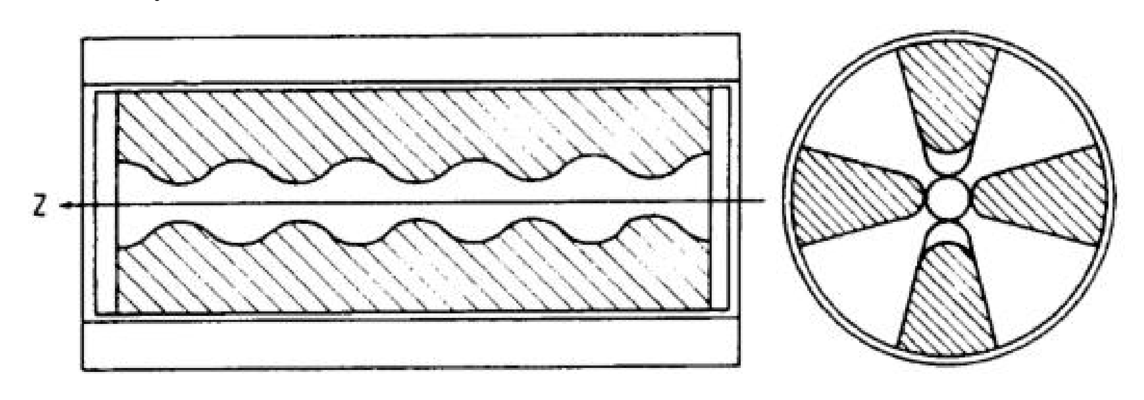


图10. RFQ结构示意图

RFQ 腔体近轴的地方磁场近似为零，所以在近轴处可看作为静电场。其电势U 满足拉普拉斯方程。在圆柱坐标系(r, θ, z)中, 拉普拉斯方程为

$$\nabla^2 U = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \tag{78}$$

最低的类似四极铁对称的静电势为

$$U = \frac{V}{2}(X(\frac{r}{a})^2 cos2\psi + AI_0(kr)coskz)sin(\omega t + \phi), \tag{79}$$

式中V 是相邻极尖间的电压，波数$k = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$. 那么RFQ 中近轴处的电场为

$$E_r = (-\frac{XV}{a^2}rcos2\psi - \frac{kAV}{2}I_1(kr)coskz)sin(\omega t + \phi), \tag{80}$$

$$E_\psi = \frac{XV}{a^2}rsin2\psi sin(\omega t + \phi), \tag{81}$$

$$E_z = \frac{kAV}{2}I_0(kr)sinkzsin(\omega t + \phi). \tag{82}$$

上式中参数X, A为

$$A = (m^2 - 1)/(m^2 I_0(ka) + I_0(mka)), \tag{83}$$

$$X = 1 - AI_0(ka). \tag{84}$$

下图为RFQ剖面示意图，a为极尖半径，m为调变度，ma为极谷半径。可以看出，电场由两部分组成，一部分为加速电场，另一部分为聚焦电场，聚焦电场的作用类似于四极磁铁的聚焦作用，所以RFQ称作射频四极磁铁。

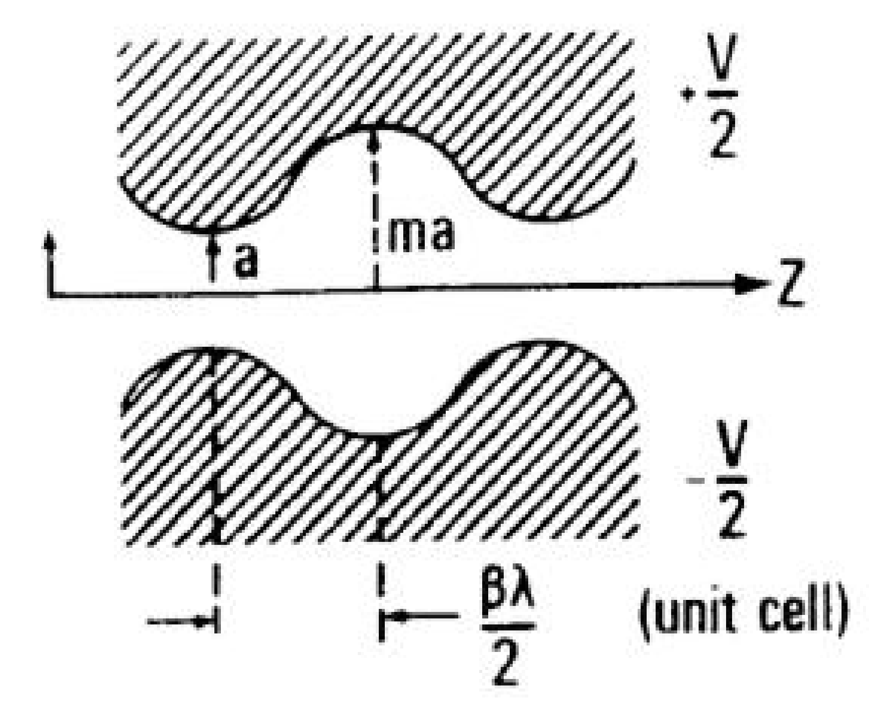


图11. RFQ剖面示意图

2.2 直线加速器中的粒子动力学

加速器中的粒子动力学包括纵向运动和横向运动。1945年，McMillan, Veksler论述了稳相原理，稳相原理是加速器纵向运动的理论基础。纵向运动最终可以化为一个单摆方程。单摆方程可以说是各种加速器纵向运动的基本方程。

如果只考虑纵向运动，可以假定纵向电场分量为$E_z = Esin(\omega t - kz + \Delta\varphi)$ 那么纵向运动方程为

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{qE}{mc^2} sin(\varphi) \tag{85}$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{\omega}{c}(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_p}) \tag{86}$$

式中γ 为相对论因子，m 为对带电粒子的质量，c 为光速，$\varphi = \omega t - kz + \Delta\varphi$ 为带电粒子在电场中感受到的相位，$\beta = \frac{v}{c}$ 为带电粒子的速度, $\beta_p = \frac{v_p}{c}$ 为电场的相速。在慢波加速结构中，电磁场的相速$\beta_p \leq 1$ ，而电子速度$\beta < 1$. 在直线加速器的开始部分，$\beta \ll 1, \beta < \beta_p$, 一方面需要加速电子，另一方面需要对非聚束电子束团完成聚束，形成占据一定相宽的稳定的束团。而当电子速度与相速近似相等时，或者说电子速度达到了光速时，$\beta \simeq \beta_p \simeq 1$, 相运动可近似为冻结了，即不再有相运动。

电子直线加速器主要由电子枪，聚束段，光速段所组成。在聚束段，$\beta < 1$, 而在光速段，$\beta \simeq 1$. 相运动在聚束段中完成，在光速段近似没有相运动。聚束段由次谐波聚

束器，预聚束器，聚束器所组成。在相空间(γ,φ)中，假定束团中有参考粒子(γ_s,φ_s)，束团中粒子围绕参考粒子运动，设$\Delta\gamma=\gamma-\gamma_s, \Delta\varphi=\varphi-\varphi_s$, 可以求得关于$\Delta\varphi$ 的近似方程

$$\frac{d^2\Delta\varphi}{dz^2}+\frac{qE\omega cos(\varphi_s)}{mc^3}\frac{1}{(\gamma_s^2-1)^{3/2}}\Delta\varphi=0. \tag{87}$$

上式近似为二阶微分方程，它是一个单摆方程。当$0<cos(\varphi_s)<1$时, 有稳定的振荡解，粒子围绕参考粒子作稳定的振荡运动。在区间$[0,2\pi]$内，如果φ_s 在$[0,\frac{\pi}{2}]$，$[\frac{3\pi}{2},2\pi]$内，那么束团能够实现稳定的加速，这就是相运动稳定性的物理机制。

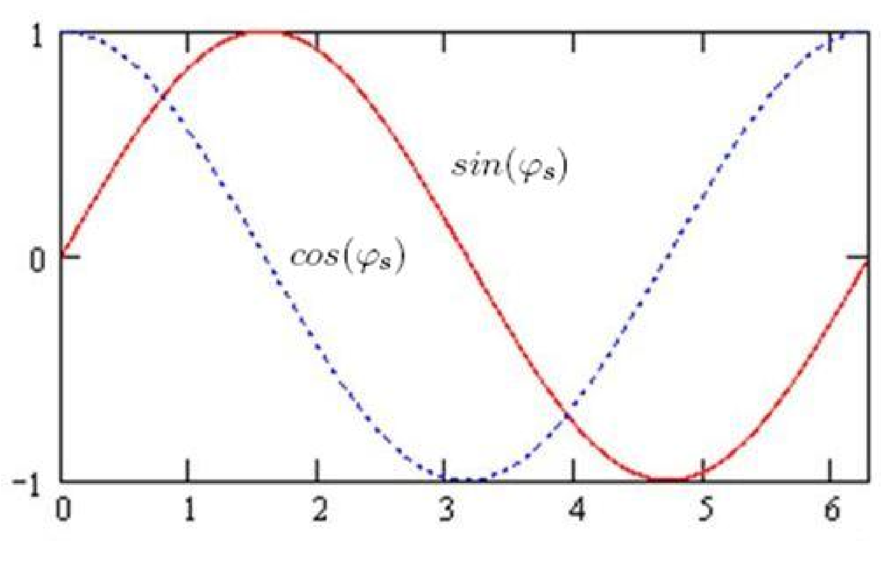


图12. 稳定区间图

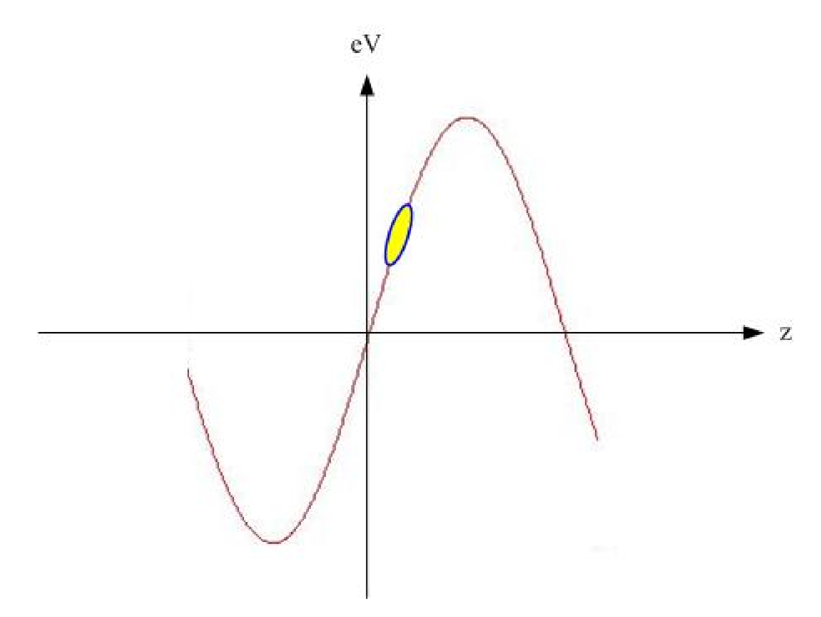


图13. 射频场中的束团加速

一般来说，预聚束器，聚束器工作在加速器的射频工作频率上，射频加速器的工作频率取决于功率源的频率，常用的功率源是速调管。而次谐波聚束器工作在工作频率的分频上。电子束团尾部的粒子加速比头部的粒子快，这样尾部的电子能追上头部的电子到达电子束的头部，而头部的电子因为加速慢落后到束团尾部，然后束团尾部的电子又运动到束团头部，束团头部的粒子又运动到束团尾部，围绕参考粒子循环往复的振荡运动。见下图，束团头部在$z<0$方向。很显然，头部粒子感受的加速电场比尾部粒子所感受的加速电场小。

轴对称射频直线加速器中的TM 模式普遍的电磁场可表达为

$$E_z = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n cos(\omega t - k_n z), \tag{88}$$

$$E_r = -\frac{r}{2}\frac{\partial E_z}{\partial z}, \tag{89}$$

$$B_\theta = \frac{r}{2c^2}\frac{\partial E_z}{\partial t}. \tag{90}$$

式中$k_n = k_0 + n\frac{2\pi}{D}$, D 是加速结构的周期长度，k_0 为加速场基模的波数。那么纵向运动方程可表达为

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{qE_0}{mc^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n cos(\Delta\varphi - \frac{2\pi n}{D} z), \tag{91}$$

$$\frac{d\Delta\varphi}{dz} = k_0(\frac{\gamma}{(\gamma^2-1)^{1/2}} - 1). \tag{92}$$

假定$\gamma_n = \gamma(nD), \Delta\varphi_n = \Delta\varphi(nD)$, $b_0 = b_n = 1$, 可的如下的标准映射

$$\gamma_{n+1} = \gamma_n + \frac{qE_0 D}{mc^2} cos(\Delta\varphi_n), \tag{93}$$

$$\Delta\varphi_{n+1} = \Delta\varphi_n + k_0 D(\frac{\gamma_n}{(\gamma_n^2-1)^{1/2}} - 1). \tag{94}$$

以上映射为一类非线性标准映射，可用于纵向运动的非线性动力学的研究。

在光速段$\beta = 1$, 作用在带电粒子上的横向洛伦兹力为

$$F_r = -\frac{qr}{2}\frac{d}{dz}E_z, \tag{95}$$

而横向运动方程为

$$\frac{d}{dt}(\gamma\dot{r}) = -\frac{qr}{2m}\frac{d}{dz}E_z. \tag{96}$$

对于同步模式可得横向运动方程为

$$r'' = -\frac{qE_0 r}{2\gamma m\beta^2 c^2} \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{d}{dz}(b_n cos(\triangle\phi - \frac{2\pi}{D} nz)). \tag{97}$$

这个微分方程可以用微扰法解析求解。对于特定情形$b_0 = b_n = 1$, 可以将以上的横向运动方程化为另一个二维标准映射

$$r'_{n+1} - r'_n = -\frac{qE_0 r_n}{2\gamma_n mc^2} cos(\triangle\phi_n) D, \tag{98}$$

$$r_{n+1} - r_n = Dr'_n, \tag{99}$$

式中$r_n = r(nD), r'_n = r'(nD), \gamma_n = \gamma(nD)$。关于纵向运动、横向运动的两个二维标准映射可用于粒子动力学的非线性动力学研究。

3 远场加速

远场指传播、辐射的电磁波，它们远离产生的源区，源边界表面，自由电荷。远场加速就是运用传播的电磁场来加速带电粒子。远场加速主要有逆自由电子激光加速、逆切伦柯夫加速、回旋自共振加速等。

自由电子激光是电子束通过波荡器(undulator)时，电子束能量转换成相干辐射的光-激光。同样当电子束和激光束同时通过波荡器时，激光束也可以将能量转换为电子束的能量，这就是逆自由电子激光加速。

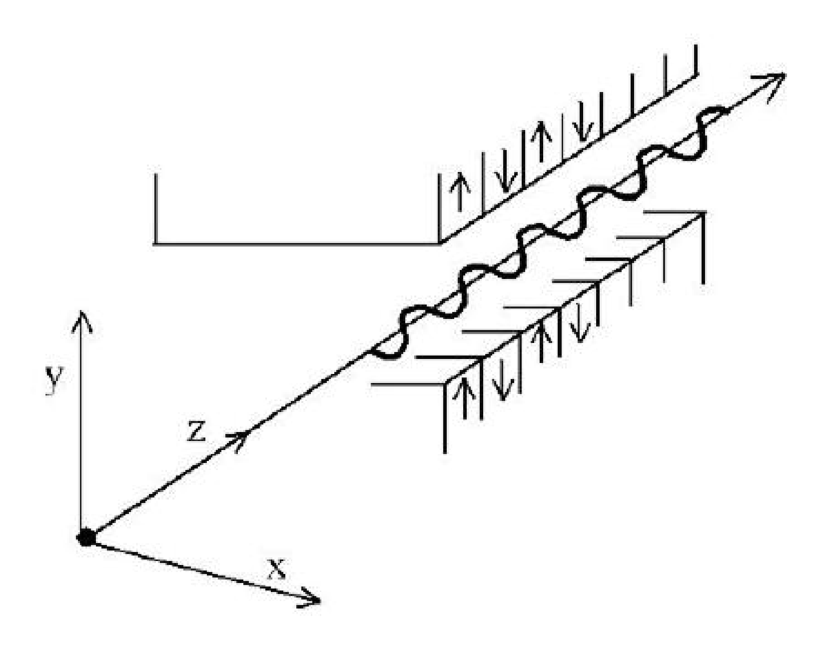


图14. 逆自由电子激光加速示意图

部分填充介质的圆波导属于慢波系统，其所传播的导行电磁波属于慢波系统。同样介质填充波导是切伦柯夫器件的中心部件。不过介质填充波导中的导波也可用来加速带电粒子束，这就是逆切伦柯夫加速。回旋自共振加速(CARA)是回旋自共振脉塞的逆过程。在回旋自共振加速中，加速腔浸没在螺线管磁场中,电子束在轴向静态磁场的约

束下螺旋前进,与加速腔中的TE11模微波场保持同步而被横向持续加速。回旋自共振加速应用在低能情形，加速效率高，也是一个远场加速方案。

4 等离子体尾场加速

加速结构应工作在真空状态下。在金属加速结构中，由于存在打火击穿问题，破坏了真空条件，所以难以建立很高的加速电场。在等离子体加速器中，加速电场建立存在于等离子体中，而等离子体本身处于离化状态，不存在打火击穿问题，所以可以建立高于常规金属加速结构几个数量级的加速电场。在激光驱动或束驱动等离子体尾场加速器中，其所产生的加速电场梯度是常规加速器中加速电场梯度的三个量级以上。所以，等离子体加速器使加速器桌面化带来了一种可能的路径，而且是最具竞争力的一种途径。基于等离子体的加速器产生的束流具有独特的特性，达到几十千安培的峰值电流，阿秒级的束团长度，超低的束流发射度。

假定等离子体密度为n_0, 那么等离子体波电场$E_0 = cm_e\omega_p/e$, 即

$$E_0 \simeq 96\sqrt{n_0(cm^{-3})}, \tag{100}$$

式中$\omega_p = (\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e})^{\frac{1}{2}}$为电子等离子体频率，$m_e$为电子质量，$c$为光速，$e$为电子电量。如果等离子体密度$n_0 \sim 10^{18}cm^{-3}$, 那么等离子体波电场约为$100GV/m$, 而常规加速器的加速电场不到$100MV/m$, 提高了约三个数量级。等离子体加速器中的等离子体波是由电子束、激光束所激励起来的，电子束或质子束驱动的等离子体加速器需要加速到一定能量的外加电子束或质子束，一般都是常规加速器所产生的电子束或质子束，所以我们只讨论激光等离子体加速器(LPA)，或者说我们倾向于激光等离子体加速器(LPA)，它也是目前等离子体加速器研究的热点，具有相当的发展前景。

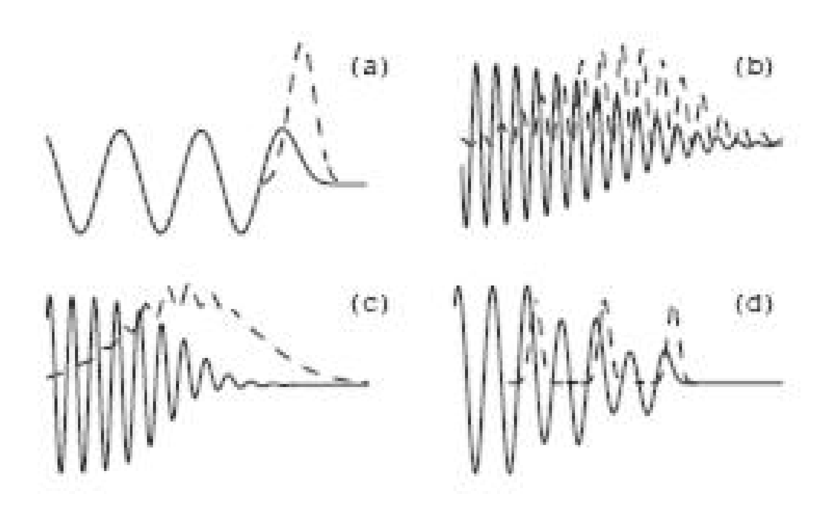


图15. 激光等离子体加速器(LPA)基本类型

激光等离子体加速器最早是J.M.Dawson提出来的，近年来随着超强超短强激光的发展，得到了很大的发展。激光等离子体加速器主要由等离子体拍频波加速器(PBWA)、自调制激光等离子体尾场加速器(SMLWFA)、激光等离子体尾场加速器(LWFA)。等离子体拍频波加速器是由两束激光拍频激励起等离子体波加速电场，两束激光的频率差等于等离子体频率，$\mid \omega_1 - \omega_2 \mid = \omega_p$, 这种方案现在不多见。自调制激光等离子体尾场加速器曾经处于领先地位，它的激光束的长度是好几个等离子体波长$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$, 激光束在传播中自调制，曾经获得过处于领先位置的电子束能量、束流品质。而在激光等离子体尾场加速器(LWFA)中，激光束长度小与等离子体波长，目前实验获得单能高能电子束的实验属于这种情形，它的激光强度很高，在激光束尾部形成空泡，电子在空泡中得到加速，这种空泡相当于常规加速器中的加速腔。其所得到的电子束可用于自由电子激光实验。这一实验结果极大地鼓舞了研究者，是未来加速器的有力候选者。

5 加速器的应用

粒子加速器最初是由核物理和粒子物理的需求而产生的。不过，粒子加速器自发明创造以来，在科学研究的诸多领域都得到了应用。加速器能提供粒子源，另外加速器中的带电粒子在磁场中作转弯运动时能产生辐射，这就是同步辐射，所以加速器也能提供辐射源，也就是说加速器是很好的粒子源和辐射源。粒子源和辐射源在科学研究中得到了广泛的应用。粒子加速器在粒子物理、核物理、宇宙学和天体物理、凝聚态物理与材料科学、生物学、化学、医学、工业制造、能源工程等诸多领域存在广泛应用。

粒子物理、核物理不断的向微观尺度发展、向更高能量发展是加速器发展的主要推动力。自20世纪以来，对物质结构的认识从原子分子层次、原子核层次、质子中子层次逐渐深入到强子内部，达到夸克、轻子的层次。自然界的四种相互作用是通过传播子来传递的：光子传递电磁相互作用、中间玻色子$W^{\pm}, Z^{\pm}$传递弱相互作用、胶子传递强相互作用、引力子传递引力相互作用。

加速器作为工具来研究物质的微观结构，它的分辨能力为加速带电粒子的德布罗意波长λ

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E\beta}. \tag{101}$$

上式中h为普朗克常数，c为光速，p为粒子动量，β为相对论因子。分辨力与粒子的能量成反比，粒子的能量越高，分辨力越高(德布罗意波长越小)。要想探测更小尺度的物质结构，就需要有更高能量的粒子束。在粒子加速器发明之前，研究原子核结构的粒子束有两种，一种是天然放射性元素发出的射线，另一种是来自宇宙的高能射线。不过放射性射线的流强太低，能量不高，因而发生核反应的概率低。宇宙线的能量很高，强度很低，时有时无，可控制性不高，当然宇宙线的能量是最高的。粒子加速器

可以将带电粒子加速到所需要的能量用作核物理的研究，可以说粒子加速器是应核物理的研究要求而应运而生的。由粒子物理可知，宇宙的构成有三大部分，它是由物质、暗物质、暗能量所构成。其中物质占约百分之五，暗物质占百分之二十几，还有约百分之七十是暗能量。当前粒子物理研究物质结构的深层次，出现了标准模型。标准模型研究中有个希格斯粒子，希格斯粒子是2012年七月四日发现的，从那时起，我们进入到了希格斯时代，希格斯粒子使人类找到了一个通向未知世界、探索未知世界的新窗口。

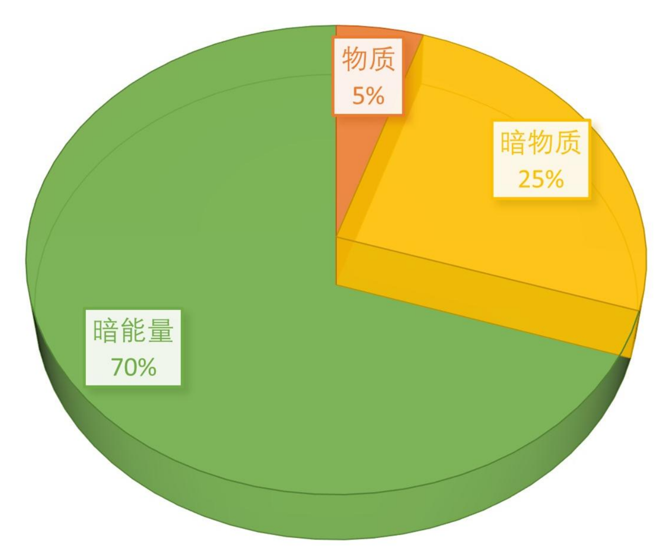


图16. 宇宙的构成

粒子对撞机是应粒子物理的需求而发展起来的。对撞机能够产生微观新粒子，因此也称作粒子工厂。在对撞机上发现了新粒子、新现象后，需要建造新的高性能的对撞机。LHC是环形质子对撞机，它是世界上最大的加速器，发现了希格斯粒子。环形正负电子对撞机有B介子工厂，如美国SLAC的PEP-II,日本KEK的SuperKEKB，产生了大量的B介子，深入进行了CP破坏等方面的研究。北京正负电子对撞机(BEPC)工作在τ-粲能区，测量到了τ轻子的精确质量。未来要建造更大的环形正负电子对撞机，如欧洲CERN的FCC，中国的CEPC等。而国际正负电子直线对撞机(ILC)几经沉浮，几度搁浅，仍然在持续的努力中。对撞机的发展前沿有高能量和高亮度两个发展方向。

加速器装置可以提供粒子源和辐射源，同时也成为诸多其它学科研究的平台，同步辐射光源主要由电子直线加速器和电子储存环加速器所组成，自由电子激光主要由电子直线加速器和辐射波荡器部分所组成，散裂中子源主要由质子直线加速器和质子环所组成。同步辐射光源、自由电子激光、散裂中子源凝聚态物理与材料科学、生物学、化学、医学、工业制造、能源工程等诸多领域得到了广泛的应用。

同步辐射装置经历了一代, 二代, 三代, 是非相干辐射光源. 一代同步辐射装置是寄生在高能物理装置上兼用的同步辐射装置(20 世纪70 年代以来). 二代同步辐射装置是大量放入插入件的专用光源(20 世纪80 年代以来). 而三代同步辐射装置是优化的, 低发

射度的专用的同步辐射光源(20 世纪90 年代以来). 而目前世界上普遍研究、设计、建造、运维的是第四代同步辐射光源-衍射极限环，它的发射度、亮度都达到了极限。自由电子激光是指自由电子通过横向周期磁场产生的电磁波受激放大与振荡, 这就是我们通常所说的自由电子激光. 自由电子激光(FEL)是一种以高品质电子束在周期磁场中运动产生受激辐射来放大电磁辐射的强相干光源，它有低增益和高增益两种工作模式。低增益FEL装置是通过光学反射镜形成的光学谐振腔放大自发辐射来产生饱和增益的自由电子激光，即所谓的振荡器型FEL。高增益自由电子激光（包括无种子源的自放大自发辐射SASE和有种子源的高增益谐波放大HGHG两种基本类型）装置则不需要光学反射镜，可通过电子束对光信号的单程指数型增益放大来产生饱和增益的自由电子激光。由于短波长区域，无可用的光学反射镜，高增益模式经实验证实是目前唯一可以把自由电子激光推向紫外直至X射线能区的工作方式，因而成为了当前世界上自由电子激光领域的一个研究发展的热点。上个世纪90年代以来，强流质子加速器成为了加速器发展的一个重要方向。强流脉冲质子加速器可用于散裂中子源。散裂中子源是产生中子的装置，当一个中等能量的质子打到重核（钨、汞等元素）之后会导致重核的不稳定而“蒸发”出20-30个中子，这样重核裂开并向各个方向发散出相当多的中子，大大提高了中子的产生效率，按这种原理工作的装置称为散裂中子源。中子是研究物质结构和动力学性质的理想探针，中子散射技术已在很多基础学科中如凝聚态物理、化学、生命科学、材料科学等多学科领域的研究中被广泛采用。中子生产的人工放射性同位素、中子掺杂生产半导体器件、中子辐照加工等等，已被广泛应用于医学和工业制造。

低能加速器主要由电子直线加速器和质子直线加速器，在工业制造、医学等方面得到了应用。粒子加速器在医学上有广泛的用途。目前，质子加速器可以将原子核加速到高速度，然后通过碰撞压缩质子或离子束，从而使其发生放射性碎片，产生放射治疗所需的中子和子宫辐射。与传统放射治疗不同，粒子加速器能够更精确地控制放射线束的深度和方向，从而减少了对周围正常组织的影响，更加安全和有效。目前，许多国家都在建设和使用粒子加速器进行癌症治疗。在工业和能源领域，通过粒子加速器可以对材料进行离子注入，从而得到具有特定性能的新材料。例如，电视实验室中的电视显像管、半导体材料中的氮注入等等。另外，使用粒子加速器还可以进行研究以提高核能的利用效率，此外，还可以应用于富氧加热系统的研究等等。工业辐照加速器也可用在食品保鲜上。低能电子直线加速器在大型集装箱无损无损探测方面得到了应用，为国防安全发挥了作用。

6 讨论

粒子加速器最初的概念是在二十年代左右提出来的，它的基本思想是用电磁场来加速带电粒子。早期的粒子加速器研究的是静电加速器，它用静电场来加速带电

粒子，不过静电加速器受高压技术的限制。1924年Ising提出用时变场来加速带电粒子。1927年Wideroe研制出了第一台射频直线加速器，它把钾粒子加速到50KeV,它是加速器发展史上的一个重要的里程碑。1932年劳伦斯研制了首台回旋加速器，它是一台能量1.25MeV的质子回旋加速器，劳伦斯于1939年获得了诺贝尔物理学奖。二战期间，高功率微波器件得到了发展，出现了磁控管、速调管。1945年，McMillan, Veksler论述了稳相原理，随后多个实验室成功研制了电子直线加速器，1947年，SLAC建成了第一台电子直线加速器。如今，粒子加速器发展到今天种类繁多，按照带电粒子的种类来分，加速器可分为电子加速器、质子加速器、离子加速器、重离子加速器。按照加速器的工作频率来分，可分为L波段加速器、S波段加速器、C波段加速器、X波段加速器、W波段加速器等。按照带电粒子的速度，可分为低β加速器、中β加速器、高β加速器等。

现代加速器集总众多的先进技术于一体，加速器是一个很好的科教平台，引导青年人从事科学研究生涯，探索宇宙的奥秘。我国的大学加速器专业很少，很多的加速器科技人才都是从其它专业转行过来的，加速器提供了一个很好的宣传教育机会，使他们对高能物理与核物理产生浓厚的兴趣，在自己将来的职业生涯中直接或间接参与到高能物理与核物理的研究中。

References

[1] R.B.Palmer, An introduction to acceleration mechanisms, slac-pub-4320, 1987.

[2] Advanced accelerator physics school, IHEP, CAS, Beijing, 1995.

[3] The fifth general accelerator physics courses, CERN accelerator school, 1994.

[4] The fifth advanced accelerator physics courses, CERN accelerator school, 1995.

[5] D.H.Whittum, Introduction to Electrodynamics for microwave Linear accelerators, SLAC-PUB-7802, 1998.

[6] D.H.Whittum, Introduction to Microwave linacs, SLAC-PUB-8026, 1998.

[7] Advanced Accelerator Physics School, IHEP, CAS, Beijing, 1995.

[8] 陈佳洱，加速器物理基础，原子能出版社。

[9] 刘乃泉，加速器理论，清华大学出版社。

[10] 朱雄伟，自由电子激光，chinaXiv:202301.00107, 2023.

[11] 朱雄伟，常规电子直线加速器的设计，chinaXiv:202103.00069, 2021.

[12] 朱雄伟，加速器中的相运动，chinaXiv:202207.00185, 2022.

[13] Xiongwei Zhu, The effect of high spatial harmonics on beam dynamic in RF linac, chinaXiv:201801.00003, 2018.

[14] Xiongwei Zhu, The effect of high spatial harmonics in RF linac, International journal of infrared and millimeter wave, 25, 4, 667, 2004.

[15] 朱雄伟，束团压缩，chinaXiv:202206.001, 2022.

[16] Xiongwei Zhu, Ultrashort high quality electron beam from laser wakefield accelerator using two-step plasma density profile, RSI, 81, 033307, 2010.

[17] Xiongwei Zhu, et,al. plasma-filled waveguide focusing lens, Particle Accelerators, 62, 277, 1999.

[18] P.L.Colestock, Advanced Accelerator Concepts, AIP Conference Proceedings 569, Santa Fe New Mexico, 2000.

[19] Alex Chao, M.Tigner, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 3rd Printing, World Scientific, 2006.

[20] 张克潜，李德杰，微波与光电子学中的电磁理论，电子工业出版社。

[21] 胡化凯，物理学史二十讲，中国科学技术大学出版社。

[22] 杨儒贵，高等电磁理论，高等教育出版社。

[23] 顾本广，医用加速器，科学出版社。

[24] 刘乃泉，加速器理论，清华大学出版社。

[25] 陈佳洱，加速器物理基础，原子能出版社。

[26] 金玉明，电子储存环物理，中国科学技术大学出版社。

[27] S.Y.Lee, Accelerator Physics, World Scientific.

[28] 姚充国，电子直线加速器，科学出版社。

[29] 方守贤，我国粒子加速器的现状与发展，物理，28，9，557，1999.

[30] 张闯，国际粒子加速器的前沿，物理，37，5，289，2008.

[31] 高杰，高能粒子对撞机加速器物理与设计，上海交通大学出版社。

[32] 赵籍九，尹兆升，粒子加速器技术，高等教育出版社。

The acceleration principle and its application

Zhu Xiong-Wei
Institue of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences

Abstract

From Lienard-Wiechert potential, the near field acceleration and the far field acceleration are defined. The general acceleration law is demonstrated in combination with the Maxwell equations. The acceleration methods can be configured from the general acceleration law. The near field acceleration cab be seen as the radio frequency linear accelerator approximately. The are many kinds of the slow wave acceleration structures in the near field acceleration, the slow wave acceleration structures can be classfied into two kinds of structure: the travelling wave acceleration structure and the standing wave acceleration structure. The RF cavity is the simplest acceleration structure, and its model is the pillbox oscillation cavity. While the slow wave acceleration structure can be equivalent to the coupling RF cavities. The fundamental characteristics of the slow wave acceleration structure can be gotten from the analytical solution and the numerical solution of the electromagnetic field in the cavity. We give the general dispersion relation for the the travelling wave acceleration structure and the standing wave acceleration structure. We pay more attention to the linear accelerator, as the acceleration of the charged particle is finished in the acceleration structure, while the magnet just store the charged particle. Therefore, we discuss the motion of the charged particle in the linear accelerator, the motion of the charged particle is defined into the longitudinal motion and the transverse motion. We simplfy the longitudinal motion and the transverse motion into two dimensions standard maps for the nonlinear kinetics. As for the far field acceleration, there are mainly the inverse free electron laser acceleration, the inverse Cerenkov acceleration and the cyclotron auto-resonance acceleration et al, the far field acceleration is fit for the low energy case. Under the other charges, there exists the plasma wakefield accelerator. The plasma wakefield accelerator is the most competitive candidate for the future accelerator. The research of the plasma wakefield accelerator focuses mainly on the laser plasma accelerator, while the research of the laser plasma accelerator focuses mainly the bubble model in which the high quality

mono-energy electron beam is obtained. The application of the acceleratyor lies mainly in particle physics and nuclear physics. The development of particle physics and nuclear physics is the main driving force for the development of the accelerator research. At the same time, the accelerator is applied to the synchrotron radiation, the free electron laser, the spallation neutron source and the clean nuclear power. Therefore, there exist accelerator application in many scientific research fields.

Keywords: acceleration principle, charged particle, electromagnetic field, accelerator application